

- [5] Ухин Н. А. — ФТП, 1972, т. 6, в. 5, с. 931—933.  
 [6] Стейн Х. — В кн.: Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. М., 1982, с. 122—144.  
 [7] Corbett Y. W., Watkins G. D., McDonald R. A. — Phys. Rev., 1964, v. 135, p. 1381.

Институт физики АН ГССР  
Тбилиси

Получено 15.12.1987  
Принято к печати 6.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ИМПУЛЬСНЫЙ ОТЖИГ ЯДЕРНО ЛЕГИРОВАННОГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Коршунов Ф. П., Соболев Н. А., Колин Н. Г.,  
Кудрявцева Е. А., Прохоренко Т. А.

Импульсный отжиг (ИО) в секундном диапазоне длительностей с помощью галогенных ламп накаливания широко применяется в технологии ионной имплантации арсенида галлия [1]. В работе [2] была показана принципиальная возможность получения положительного результата при ИО ядерно легированного арсенида галлия (ЯЛАГ). В настоящей работе методами эффекта Холла и фотолюминесценции (ФЛ) исследуются происходящие при ИО процессы удаления радиационных дефектов (РД) и электрической активации трансмутированных примесей Se и Ge в ЯЛАГ.

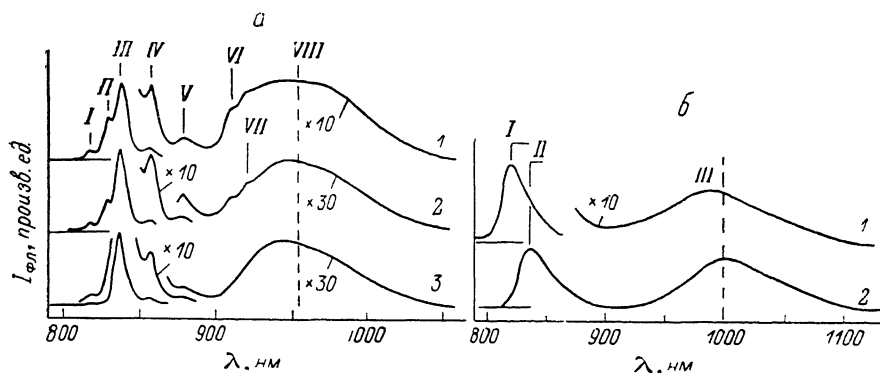
В качестве исходных для ядерного легирования использовались кристаллы арсенида галлия, выращенные методом Чохральского, с концентрацией носителей  $n=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижностью  $\mu=5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 300 К и степенью компенсации  $K=0.6$ . Ядерное легирование проводилось с помощью облучения при 60 °С нейтронами реактора с отношением потоков тепловых нейтронов к быстрому около 10. Флюенсы нейтронов подбирались так, чтобы получить суммарные концентрации легирующих примесей Se и Ge  $N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (I группа образцов) и  $N \approx 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (II группа образцов). ИО образцов толщиной  $1 \div 2 \text{ мм}$  проводился на воздухе импульсами излучения галогенных ламп длительностью 10 с при индуцированных температурах 600—1000 °С с шагом 100 °С. После ИО образцы вновь полировались и химически травились для удаления деградированного слоя. Контрольный отжиг слитков ЯЛАГ в печи (ОП) в течение 20 мин при 900 °С проводился в отпаянных ампулах при равновесном давлении паров мышьяка [3], после чего из слитков вырезались образцы, которые также полировались и травились. Измерения ФЛ проводились при 4.2 К на установке, описанной в [4], измерения эффекта Холла — в диапазоне температур  $77 \div 300 \text{ К}$  по стандартной методике.

В результате контрольного ОП образцы имели следующие параметры: I группа —  $n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=3600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $K=0.5 \div 0.6$ ; II группа —  $n=1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=1650 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $K=0.75 \div 0.8$ . В случае ИО образцы обеих групп остаются высокоомными при  $T_{\text{ИО}} \leq 800 \text{ °С}$ .

Для образцов I группы наилучшие значения электрофизических параметров ( $n=2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=4700 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $K=0.25$ ) достигаются при  $T_{\text{ИО}}=900 \text{ °С}$ , причем подвижность и степень компенсации заметно превосходят параметры, получаемые в результате ОП. При повышении  $T_{\text{ИО}}$  до 1000 °С падают концентрация и подвижность носителей ( $n=1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=4140 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), растет степень компенсации ( $K=0.3$ ). При  $T_{\text{ИО}}=600 \text{ °С}$  разрешенных полос ФЛ не наблюдается. При  $T_{\text{ИО}}=700 \text{ °С}$  появляется слабая полоса 1.484 эВ (переход зона проводимости—акцептор  $\text{Si}_{\text{As}}$  [5]). При  $T_{\text{ИО}}=800 \text{ °С}$  появляются экситонная полоса 1.517 эВ, повторения полосы 1.484 эВ с испусканием одного (полоса 1.448 эВ) и двух (1.412 эВ) LO-фононов и примесно-дефектная полоса 1.3 эВ. Спектры ФЛ для  $T_{\text{ИО}} \geq 800 \text{ °С}$  представлены на рисунке, а. При повышении  $T_{\text{ИО}}$  до 900 °С интенсивность полосы 1.484 эВ растет на порядок, добавляются полоса

донорно-акцепторной рекомбинации 1.497 эВ и два слабых пика 1.363 и 1.348 эВ, связанных с дефектами. При  $T_{\text{ИО}}=1000^\circ\text{C}$  спектры качественно не меняются, однако наблюдается рост полос 1.497 и 1.3 эВ по отношению к экситонной и кремниевой полосам. Из-за большой ширины полос нам не удалось разрешить в спектрах переход зона проводимости—акцептор  $\text{Ge}_{\text{As}}$  (1.479 эВ [5]), однако асимметричная форма полосы 1.484 эВ с низкоэнергетичным крылом позволяет предположить существование этого перехода.

Данные эффекта Холла и ФЛ можно интерпретировать следующим образом. При  $T_{\text{ИО}} \leq 900^\circ\text{C}$  происходят отжиг РД и электрическая активация доноров Se и Ge, сопровождаемые восстановлением интегральной интенсивности ФЛ, появлением полосы донорно-акцепторной рекомбинации, ростом концентрации и подвижности электронов. При  $T_{\text{ИО}} \geq 900^\circ\text{C}$  превалирует переход Ge в подрешетку As, что влечет за собой увеличение степени компенсации и рост донорно-акцепторной полосы ФЛ.



Спектры ФЛ ЯЛАГ с  $N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (а) и  $N \approx 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (б) после ИО при различных температурах.

$T_{\text{ИО}}, ^\circ\text{C}$ : 1 — 1000, 2 — 900, 3 — 800. Полосы: а) I — 1.517, II — 1.497, III — 1.484, IV — 1.448, V — 1.412, VI — 1.363, VII — 1.348, VIII — 1.3 эВ; б) I — 1.541, II — 1.481, III — 1.24 эВ.

Несколько иная картина наблюдается для образцов II группы ( $N \approx 1.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Максимальная концентрация ( $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и подвижность носителей ( $2400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) достигаются при  $T_{\text{ИО}}=1000^\circ\text{C}$ , хотя степень компенсации несколько меньше при  $T_{\text{ИО}}=900^\circ\text{C}$  ( $K=0.5$ ), чем при  $1000^\circ\text{C}$  ( $K=0.6$ ). Однако и в данном случае ИО позволяет достичь лучших электрофизических параметров, чем ОП. Вплоть до  $T_{\text{ИО}}=800^\circ\text{C}$  ФЛ не наблюдается. При  $T_{\text{ИО}}=900^\circ\text{C}$  появляются краевая полоса 1.481 эВ и полоса 1.24 эВ, связанная с дефектами (см. рисунок, б). При  $T_{\text{ИО}}=1000^\circ\text{C}$  максимум краевой полосы смещается к значению 1.511 эВ, несколько смещается в высокоэнергетичную область и максимум дефектной полосы. При этом интенсивность краевой полосы растет на порядок, а дефектной — не изменяется, что свидетельствует о дальнейшем отжиге РД, являющихся, как известно, эффективными центрами безызлучательной рекомбинации. Неразрешенная краевая полоса характерна для сильно легированного GaAs [6] и обусловлена рекомбинацией электронов в зоне проводимости с дырками, захваченными на акцепторные состояния гауссовской примесной зоны [7]. Заметный сдвиг краевой полосы при увеличении  $T_{\text{ИО}}$  от 900 до  $1000^\circ\text{C}$  и увеличении концентрации носителей всего в 1.5 раза можно также связать с продолжающимся отжигом РД, что приводит к уменьшению флуктуаций потенциального рельефа и, следовательно, к уменьшению сужения запрещенной зоны.

Из полученных результатов следует, что при сравнительно низких уровнях ядерного легирования ( $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) малая длительность ИО позволяет сохранить трансмутированные атомы Ge в генетических узлах подрешетки Ga, что обеспечивает низкую степень компенсации. С ростом уровня легирования (и соответственно флюенса нейтронов) для отжига РД и электрической активации трансмутированных примесей требуются более высокие  $T_{\text{ИО}}$ , что одновременно приводит к увеличению концентрации Ge в узлах As и к росту степени

компенсации. Возможно также, что при высоких флюенсах нейтронов не удается добиться полного восстановления кристаллической решетки.

Авторы выражают признательность В. В. Грибковскому за помощь в проведении эксперимента.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Pearton S. J., Cummings K. D., Vella-Coleiro G. P. — J. Electrochem. Soc., 1985, v. 132, N 11, p. 2743—2748.
- [2] Wagner J., Ramsteiner M., Haydl W. — J. Appl. Phys., 1987, v. 61, N 8, p. 3050—3054.
- [3] Колин Н. Г., Куликова Л. В., Освенский В. Б. и др. — ФТП, 1984, т. 18, в. 12, с. 2187—2192.
- [4] Бреслав-Масленников М. Б., Кергет А. В., Коршунов Ф. П., Соболев Н. А. — В кн.: Новые экспериментальные методы в радиационной физике полупроводников. Ереван, 1985, с. 58—60.
- [5] Берг А., Дин П. Светодиоды. М., 1979. 688 с.
- [6] Леванюк А. П., Осипов В. В. — УФН, 1981, т. 133, в. 3, с. 427—477.
- [7] Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Жоховец С. В., Прокопеня М. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 12, с. 2193—2198.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН БССР  
Минск

Получено 21.01.1988  
Принято к печати 6.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## НАХОЖДЕНИЕ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ ПОЛУПРОВОДНИКА ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ТУННЕЛЬНОГО ОБРАТНОГО ТОКА В ДИОДЕ ШОТТКИ

Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П.

Туннелирование является одним из основных механизмов прохождения обратного тока поверхностно-барьерных диодов на широкозонных полупроводниках, особенно при большой высоте потенциального барьера  $\varphi_0$  и низкой температуре.

Наблюдаемые обратные ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) при  $|eV| \gg \varphi_0$  обычно сопоставляются с выражением, характерным для полевой эмиссии из металла в полупроводник [1]:

$$I = sA^* \left( \frac{E_{00}}{k} \right)^2 \frac{\varphi_0 - eV}{\varphi_0} \exp \left( - \frac{2\varphi_0^{3/2}}{3E_{00}\sqrt{\varphi_0 - eV}} \right) = I_0 \exp \left( - \frac{b_1}{\sqrt{\varphi_0 - eV}} \right), \quad (1)$$

где  $E_{00} = (e\hbar/2) \sqrt{N_0/x \times_0 m_n^*}$ ,  $A^* = 4\pi e k^2 m_n^*/\hbar^3$  — постоянная Ричардсона,  $m_n^*$  — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости,  $N_0$  — концентрация нескомпенсированных доноров,  $x$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $s$  — площадь диода, остальные обозначения общепринятые. Однако измеряемые туннельные токи в подавляющем большинстве случаев заметно отличаются от расчетных, причем расхождение, как правило, увеличивается с ростом  $\varphi_0$  и уменьшением  $N_0$ . Как следует из (1), туннельный ток при  $\varphi_0 - eV = \text{const}$  экспоненциально зависит от величины  $b_1$ , которая, в свою очередь, определяется параметрами полупроводника  $x$ ,  $m_n^*$ ,  $N_0$  и диодной структуры  $\varphi_0$ . (Влияние предэкспоненциального множителя на величину  $I$  при этом значительно слабее).

Различие теоретических и экспериментальных значений туннельного тока обычно связывают с действием нескольких наиболее существенных факторов: во-первых, с влиянием на процесс прохождения тока поверхностных и краевых